Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^{16}O(n, \alpha)^{13}C$ im Energiebereich von 14,8 MeV bis 18,8 MeV

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

INGO SICK
aus Basel

1967

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG
1968

Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^{16}O(n,\alpha)^{13}C$ im Energiebereich von 14,8 MeV bis 18,8 MeV

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

INGO SICK
aus Basel

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG
1968

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag der Herren Professoren Dr. P. HUBER und Dr. E. BAUMGARTNER.

Basel, den 24. Oktober 1967

Prof. Dr. H. HUBER
Dekan

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Separatabdruck aus Helvetica Physica Acta, Band 41, Heft 5, 1968

Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^{16}O(n, \alpha)^{13}C$ im Energiegebiet von 14,8 - 18,8 MeV

Abstract. The differential cross-section of $^{16}O(n, \alpha_0)^{13}C$ and $^{16}O(n, \alpha_{123})^{13}C^*$ has been measured at 28 neutron-energies between 14.8 and 18.8 MeV with 60 keV energy spread at angles between 0 and 156 degrees. Above 16.2 MeV, where the reaction proceeds via a direct mechanism, the α_0-cross-section agree with angular distributions calculated with Butler-theory.

1. Einleitung

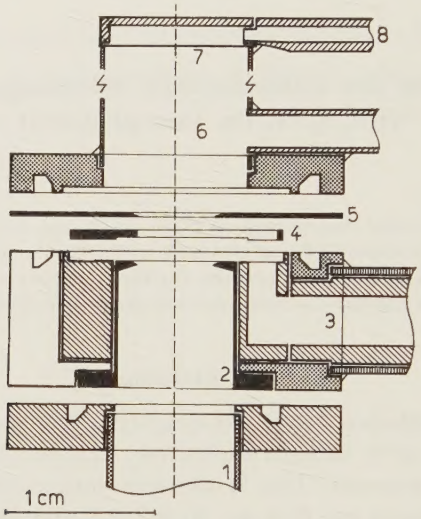
Den in der vorliegenden Arbeit untersuchten differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{16}O(n, \alpha)^{13}C$ haben verschiedene Autoren [1–6] bei Neutronenenergien um 14 MeV bereits gemessen. Ihre Winkelverteilungen sind vorwiegend im Rahmen von direkten Reaktionen wie Pick-up, Knock-out und Heavy particle-stripping gedeutet worden. Da diese und andere an leichten Kernen gemessenen (n, α)-Winkelverteilungen noch nicht zu einer klaren Vorstellung der diversen möglichen Prozesse geführt haben, wurde versucht, am Beispiel von $^{16}O(n, \alpha)$ durch ein vollständigeres Experiment einen besseren Ausgangspunkt für Erklärungsversuche zu finden. Dies bedeutet, dass einerseits die zum Grundzustand von ^{13}C führende α-Gruppe getrennt gemessen werden soll. Andererseits muss zur Abklärung des Reaktionsmechanismus bei verschiedenen Neutronenenergien gearbeitet werden, da die vorliegenden um 90° unsymmetrischen Winkelverteilungen prinzipiell auch als Folge von Interferenzen bei Zwischenkernreaktionen erklärt werden könnten. Als Energiegebiet wird der Bereich von 15–19 MeV gewählt. Um Beiträge von Compoundreaktionen eventuell sehen zu können, wird versucht, mit möglichst guter Energieauflösung zu arbeiten.

2. Experimentelle Anordnung

Die in Abschnitt 1 gesteckten Ziele bedingen, dass sowohl mit einem für Deuteronen der Energie 1–3 MeV dünnen Tritiumtarget wie auch mit einem dünnen Sauerstofftarget gearbeitet werden muss. Da für 18-MeV-Neutronen der Querschnitt der $^{16}O(n, \alpha_0)$-Reaktion nur etwa 5 mb beträgt, wird zur Erreichung einer akzeptablen Zählrate ein möglichst grosser Neutronenfluss benötigt. Als Neutronenquelle ist daher ein Tritiumgastarget am geeignetsten. Um auch beim Nachweis der α-Teilchen eine optimale Zählanordnung zu erreichen, wird durch Benutzung von Detektoren unter mehreren Winkeln gleichzeitig die Messzeit wesentlich reduziert.

2.1. *Gastarget*

Um die benötigten Deuteronenströme von mehr als 20 μA erreichen zu können, wird ein Target mit doppelter Eintrittsfolie verwendet, wie es von NOBLES [7] beschrieben worden ist. Dabei zirkuliert durch den Raum zwischen den beiden Folien ein Kühlgas zur Abführung der vom Strahl in den Folien abgegebenen Energie. Der Aufbau des Target ist aus Figur 1 ersichtlich.



Figur 1

Gastarget.

Rechte und linke Hälfte der Zeichnung zeigen zwei um 90° gegeneinander versetzte Schnitte. Es bedeuten: 1 Gegenspannungselektrode. 2 Erster Folienträger. 3 Heliumkreislauf. 4 Einsatz zur Begrenzung der He-Strömung auf 5 mm Breite. 5 Zweiter Folienträger. 6 Tritiumgas (Länge des Behälters 20 mm). 7 Au-Pd-Folie. 8 Wasserkühlung.

Der auf 50 bis 100 μA begrenzte Deuteronenstrahl trifft 50 cm vom Target entfernt auf eine Blende von 9 mm Durchmesser, welche ca. 70% des in den Targetraum kommenden Strahles durchlässt. Um den Neutronenuntergrund durch Deuteriumselbsttargets klein zu halten, ist diese und andere Blenden mit 0,1 mm Palladium-Blech belegt. Dank der grossen Diffusionsgeschwindigkeit von Wasserstoff in Pd kann nur eine kleine Deuteronenkonzentration aufgebaut werden. Eine weitere Blende unmittelbar vor dem Target begrenzt den Strahl auf 4,9 mm Durchmesser.

Die erste Folie, eine 0,6 mg/cm² dicke Nickelfolie[1]), wird mit Araldit auf einen Träger aufgeklebt, die zweite, eine 0,5 mg/cm² dicke Aluminiumfolie[2]), auf einen 0,2 mm dicken Träger aus Stahlblech, welcher umgekehrt montiert werden kann, falls der Kühlgasdruck grösser als der Tritiumdruck sein soll.

[1]) Von Chromium-Coorp. of America.
[2]) Von Institut Straumann, Waldenburg.

Zum Kühlgassystem gehört eine Membranpumpe mit einer Leistung von 0,9 l/s, die das Kühlgas in einem geschlossenen Kreislauf umwälzt. Vor und hinter der Pumpe ist ein Ausgleichsgefäss von 0,5 l Volumen zur Erzielung eines gleichmässigen Gasflusses angebracht. Um das einwandfreie Arbeiten der Umwälzanlage kontrollieren zu können, wird mit einem Differentialmanometer der Druckabfall von 0,01–0,03 ata über dem Target gemessen. Da eine möglichst tiefe Temperatur des Kühlgases wünschenswert ist, befindet sich im Kreislauf vor den Folien eine Kühlspirale, die mit flüssiger Luft auf − 180 °C gehalten wird. Auch im Hinblick auf die Reinheit des Kühlgases erweist sich die Kühlfalle als nützlich, da in ihr alle Kohlenwasserstoffe, welche trotz ausschliesslicher Verwendung von Viton-O-Ringen im Kreislauf vorhanden sind, kondensiert werden. Diese würden, vom Strahl zersetzt, zu störenden Kohlenstoff-Niederschlägen auf den Folien führen.

Da die Distanz der beiden Folien nur 0,8 mm beträgt, erhält man eine Geschwindigkeit des Kühlgases am Ort der Folien von 200 m/s. Trotz der kleineren spezifischen Wärme wird Helium anstatt Wasserstoff als Kühlgas benutzt. Der bei Poren in der Aluminiumfolie vorhandene Helium-Tritium-Austausch wirkt sich auf lange Sicht nicht auf die Reinheit des Tritiums aus, da der Uran-Ofen, in den das Tritium nach Gebrauch zurückgenommen wird, Helium nicht absorbiert.

Um einen einfachen Aufbau des Gastarget mit wenig zu Neutronenstreuung Anlass gebendem Material zu erhalten, wird auf die Verwendung einer Metalldichtung zwischen Tritium-Behälter und zweitem Folienträger verzichtet. Der Bedenken weckende Austausch von Tritium gegen Wasserstoff des O-Rings ist nur bei neuer Dichtung wesentlich; nach zwei Tagen fällt die Abnahme der Neutronenausbeute auf einen Wert von wenigen Prozent pro Tag.

Die Benutzung einer Aluminiumfolie als Targetabschluss hat folgenden Grund: Bei Vorexperimenten mit 0,6 mg/cm² Nickelfolien und Deuterium als Targetgas ist festgestellt worden, dass bei Strömen von 20 μA ($E_d = 1{,}4$ MeV) Deuteriumverluste auftreten, die nicht durch Poren in den Folien erklärt werden können. Entsprechend ist bei leerem Target und H_2 als Kühlgas ein Ansteigen des Druckes im Target beobachtet worden. Diese Erscheinung kann nur durch Diffusion des Wasserstoffes durch das Nickel erklärt werden. Aus den ins Target eingedrungenen H_2-Mengen von 0,08 atcm³/h lässt sich auf eine Temperatur der Folie von ca. 250 °C schliessen.

Ein Tritiumverlust, wie er zufolge der obigen Messungen erwartet werden muss, kann durch gute Vorkühlung des Kühlgases vermieden werden. Einen anderen Ausweg bietet die Verwendung von Aluminiumfolien; dank dem gegenüber Nickel bei 250 °C rund 10^7 mal kleineren Diffusionskoeffizienten bleiben die Tritiumverluste auf ein vernachlässigbares Mass beschränkt. Dafür muss ein Vorteil des Target mit doppelter Eintrittsfolie aufgegeben werden: Bei zwei Nickelfolien kann der Druckabfall über einer Folie auf dem halben Wert des Tritiumdruckes gehalten werden, was wegen der rund 5mal kleineren Reissfestigkeit des Aluminiums nicht mehr möglich ist. Diese Bedingung begrenzt bei 0,6 mg/cm²-Folien den Tritiumdruck auf ca. 1 ata.

Bei 30 μA Strom z. B. dringen pro Tag 0,3 atcm³ Deuterium in das Target ein. Nimmt man eine im Strahlfänger erreichbare maximale Konzentration von einem Deuteriumatom pro Atom an, so erhält man für die zum Aufbau dieser Dichte benötigte Zeit rund zwei Tage. Als Folge des entstandenen Selbsttargets erhält man

doppelt soviel D(d, n)-Neutronen wie T(d, n)-Neutronen, eine Energieverschmierung der letzteren von $\pm$ 25 keV vorausgesetzt. Ist die Sättigungskonzentration im Strahlfänger erreicht, so wird das Tritium mit 0,3 atcm³/d Deuterium verunreinigt, was angesichts der Tritiummenge von im Mittel 1 cm³ und des dreimal grösseren Querschnittes der D(d, n)-Reaktion vermieden werden soll.

Als Strahlfänger wird daher ein 0,03 mm dickes Palladiumblech benutzt, auf das elektrolytisch eine 3 mg/cm² schwere Goldschicht aufgebracht ist, welche das Tritium vom Palladium trennt. Da durch Gold Wasserstoff praktisch nicht diffundieren kann, verhindert diese Schicht, deren Dicke kleiner als die minimale Reichweite der verwendeten Deuteronen ist, dass die im Palladium gestoppten Deuteronen zurück ins Tritium diffundieren. Ebenso kann kein Tritium in den Strahlfänger eindringen und dort mit abgebremsten Deuteronen einen Beitrag zum Neutronenfluss geben. Im wassergekühlten Palladiumblech entsteht nur eine kleine Deuteronenkonzentration, da die Deuteronen leicht ins Kühlwasser diffundieren können.

Im Dauerbetrieb des Tritiumtargets sind nach sorgfältiger Fokussierung Ströme entsprechend 40 μA von 2 MeV-Deuteronen verwendbar. Damit sind mit diesem Target im Minimum des T(d, n)-Querschnitts Neutronenflüsse erzeugbar wie sie, auf gleiches ΔE_n unter 0° bezogen, mit Zr/T-Targets in der Resonanz bei 100 μA Strom erhalten werden. Die mittlere Lebensdauer (gerechnet bis zu einer Abnahme der Neutronenausbeute von mehr als 1%/h) beträgt für die Al-Folie 40 h, für die schlechter gekühlte Ni-Folie ist sie wesentlich grösser. Bei Benutzung von zwei Ni-Folien und Wasserstoff als Kühlgas, was für alle Targetgase ausser Tritium möglich ist, sind grössere Ströme zulässig.

Die Wirksamkeit der Al-Folie und des Strahlfängers bezüglich parasitärer T(d, n)-Reaktionen zeigt eine Messung mit dem 400 h lang verwendeten Target und einer 50 h alten Al-Folie. Bei $E_d = 2{,}5$ MeV erhält man bei Heliumfüllung des Targets einen 14–18 MeV-Neutronenfluss, der kleiner ist als 1% des normalerweise benutzten Flusses N_0 ($\Delta E_n = \pm$ 25 keV). Das Deuteriumselbsttarget im Gold und Palladium ergibt, unter den gleichen Bedingungen gemessen, einen Fluss von Neutronen der Energie 4–8 MeV von weniger als 4% von N_0.

Die Energieverschmierung der Neutronen, welche bei den meisten Messungen $\pm$ 25 keV, bei einigen $\pm$ 50 keV beträgt, stammt im wesentlichen vom Straggling, das nach Berechnungen von Bohr [8] $\Delta E_d = \pm$ 8 keV ergibt, vom Energieverlust im Tritium mit $\Delta E_d = \pm$ 12 bis $\pm$ 30 keV und der Emissionswinkelabhängigkeit mit $\Delta E_n = \pm$ 6 bis $\pm$ 12 keV. Um den Beitrag der Inhomogenität und die genaue Dicke der Folien zu messen, wird das Target bei Helium als Targetgas mit Protonen der Energie um 1,2 MeV bestrahlt. Die von der Einschussenergie abhängige Ausbeute von 10 MeV γ-Strahlen aus der Resonanz der ^{27}Al(p, γ)-Reaktion bei $E_p = 992$ keV ergibt sowohl die Dicke der Folien wie auch die totale Energieverschmierung der in das Helium eintretenden Protonen. Mit zwei während 50 h benutzten Folien ist festgestellt worden, dass die berechneten Energieverluste auf 3% mit den gemessenen übereinstimmen und dass das aus der Bohr-Formel berechnete Straggling 14% grösser ist als das gemessene.

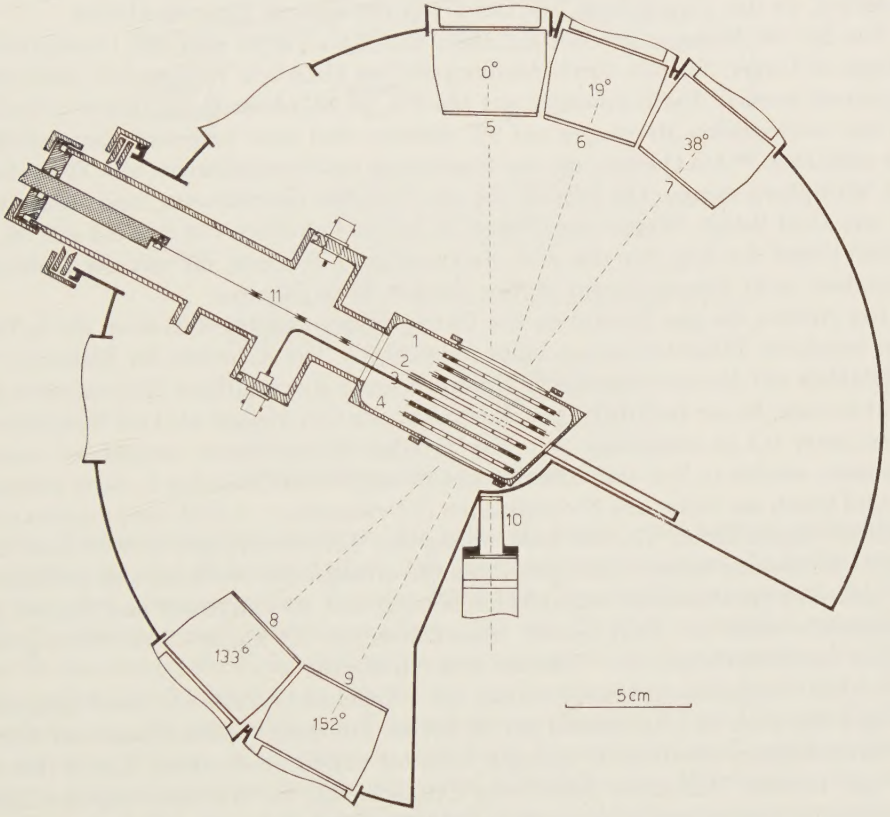
Während der Messungen wird des Fluss der unter 90° zum d-Strahl emittierten Neutronen mit einem Monitor (Ne 102, 1 cm $\times$ 1 cm) integriert. Die Grösse dieses Plastikszintillators und der Ansprechpegel des nachfolgenden Zählers entsprechend

8 MeV Rückstossprotonenenergie sind so gewählt, dass weder γ-Strahlen noch D(d, n)-Neutronen einen Beitrag geben können. Die Zählrate des Monitors muss wegen der an der (n, α)-Reaktionskammer gestreuten Neutronen korrigiert werden; Messungen mit und ohne Kammer, auf gleiche Deuteronenladung bezogen, liefern eine praktisch energieunabhängige Korrektur von 5%.

Zur Eichung des Monitors wird unter 0° das Spektrum der Rückstossprotonen aus einem dicken CH_2-Radiator aufgenommen. Mit dieser Methode [9] kann der Fluss auf $\pm$ 1% bestimmt werden.

2.2. *Reaktionskammer*

Es ist die in Figur 2 gezeichnete Anordnung gewählt worden. Unter den Winkeln 19°, 38°, 133°, 152° werden die Spektren der α-Teilchen gleichzeitig aufgenommen. Nach Drehen der Kammer um 38° misst man unter den Winkeln 57°, 76°, 95°, 114°. Ein fünfter Detektor liefert bei der ersten Position das 0°-Spektrum; er dient zusätzlich zur Kontrolle, da mit seiner Hilfe unter dem gleichen Winkel (38°) in beiden Stellungen der Kammer beobachtet werden kann.



Figur 2

Reaktionskammer.

1–4 Proportionalzählrohre. 5–9 CsI-Szintillatoren mit Lichtleitern und 150 AVP-Multipliern. 10 T-Target. 11 Schieber mit Targets.

Als Detektoren werden 1,5″ CsI-Kristalle verwendet, da Zähldioden angesichts ihrer im benutzten Neutronenfluss zu kurzen Lebensdauer wie auch wegen ihres grösseren (n, α)-Querschnittes nicht in Frage kommen. Zur Reduktion des Untergrundes sind die CsI-Kristalle[3]) nur ca. 20% dicker als die maximale Reichweite der interessierenden α-Teilchen. Die Energieauflösung für 5 MeV α-Teilchen von 7% erlaubt die Trennung der zu den drei untersten angeregten Zuständen von ^{13}C führenden α-Gruppen nicht; wegen der kleinen Dicke des dazu benötigten O-Targets wäre dies jedoch auch aus Stosszahlgründen nicht möglich.

In der Mitte der Kammer befinden sich das Sauerstofftarget und die Proportionalzählrohre. Es werden für die gleichzeitige Messung unter Vor- und Rückwärtswinkeln zwei feste Targets aus $^{11}B_2O_3$ verwendet. Sie werden durch Aufdampfen von H_3BO_3 (98,4% ^{11}B)[4]) auf 0,1 mm dicke Goldplättchen hergestellt und auf ca. 10 μg genau gewogen, wobei der hygroskopischen Eigenschaft des B_2O_3 durch Aufbewahren in trockenem Schutzgas Rechnung getragen wird. Anschliessend wird noch eine Schicht von ca. 50 $\mu g/cm^2$ Palau (80% Au, 20% Pd) aufgedampft, um einerseits einen besseren Schutz gegen Wasser, andererseits eine leitende Oberfläche zu erhalten; diese ist erforderlich, da das Target einen Teil der Wand des inneren Zählrohrs bildet.

Die für die Messung des Bor-Beitrages des B_2O_3-Target und des Untergrundes nötigen B-Targets können durch Aufdampfen mit Hilfe von Kohlenstoff-Schiffchen hergestellt werden. Die Bormengen auf den ^{11}B (98,4%) bzw. B_2O_3-Targets stimmen bei den vorliegenden Messungen auf 3% überein. Auf dem Targetschieber befinden sich zusätzlich ^{241}Am-Quellen, die zur Einstellung der Verstärkungen von Zählrohren und Multipliern dienen. Die Wände, die den Schieber umschliessen, sind aussen mit 0,1 mm Gold belegt. Wegen des kleinen (n, α)-Querschnittes von nur 0,5 mb (E_n = 14 MeV) wird die Zahl der von dort stammenden α-Teilchen, die mit der Dreifachkoinzidenz nicht ausgeschlossen werden können, klein gehalten.

Der Aufbau der zur Reduktion des Untergrundes und Identifikation der α-Teilchen benutzten Zählrohre ist aus Figur 2 ersichtlich. Die Kleinheit der Zählrohre ist im Hinblick auf die sehr wesentliche Unterdrückung von zufälligen Koinzidenzen gewählt worden, da nur bei Driftwegen der Elektronen von weniger als 1 cm Koinzidenzzeiten unter 0,5 μs erreichbar sind. Um zufällige Koinzidenzen weitgehend auszuschliessen, werden in Vor- und Rückwärtsrichtung je zwei Zählrohre in Serie benutzt. Sie sind durch ein Gitter aus Nickeldrähten (2 Drähte/mm, ∅ 0,03 mm) voneinander elektrisch abgeschirmt. Da die Ausdehnung des Sauerstofftarget 12×12 mm² beträgt, wird, um ein besseres Energieauflösungsvermögen zu erreichen, eine Geometrie mit mehreren parallelen Zählrohrdrähten benutzt, wie sie von Rossi und Staub [10] angegeben worden ist. Freitragende Nickelfolien von 1,1 mg/cm² bzw. 0,6 mg/cm² trennen das Zählrohrgas vom Vakuum in der Kammer.

Um bei vorgegebenem Energieverlust der α-Teilchen im Zählrohr einen möglichst geringen Gasdruck zu erhalten und um die bei der Streuung von Neutronen auf Kerne des Zählrohrgases übertragene Energie klein zu halten, wird reines Xenon (Druck 0,07 ata) benützt. Auf einen Zusatz von CH_4 oder dgl. zur Verbesserung der Zähleigenschaften muss verzichtet werden, da die Reichweite der C-Rückstosskerne grösser als die Dicke der Zählrohre sein kann, was zu einer um ein vielfaches grösseren

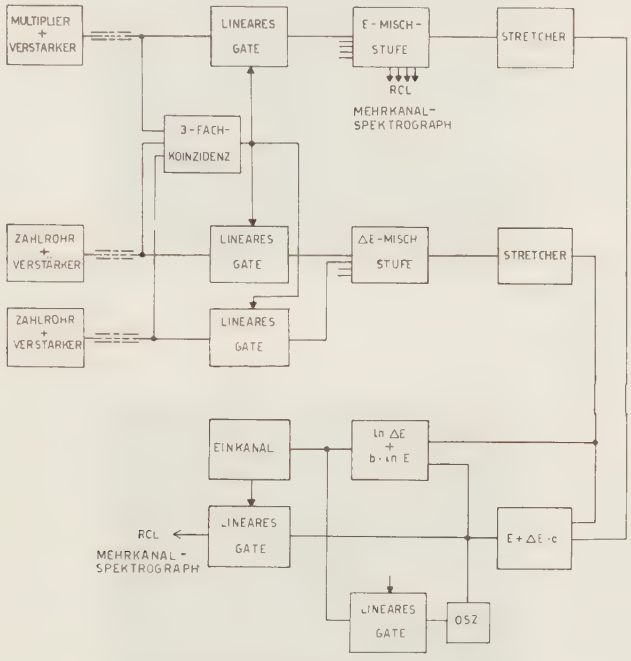
[3]) Hergestellt aus einem 1″ × 1,5″ CsI von Harshaw.

[4]) Von Oak Ridge National Lab.

Koinzidenzstossrate der Zählrohre führt. Die grössere Empfindlichkeit der Proportionalverstärkung auf Verunreinigungen bei Verwendung von reinem Xenon kann bei Benutzung von Viton-O-Ringen und Ausheizen im Hochvakuum so weit reduziert werden, dass sich die Verstärkung weniger als 1% pro Tag verändert.

2.3. *Elektronischer Teil*

Die verwendeten elektronischen Hilfsmittel für die Messung unter einem Streuwinkel sind im Blockschema in Figur 3 zusammengestellt.



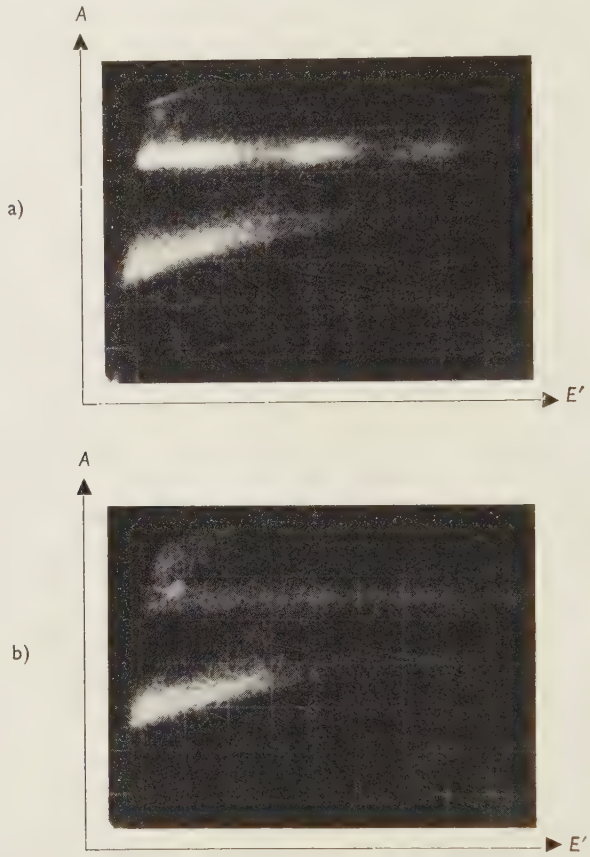
Figur 3

Blockschema für einen Messwinkel.

Die Dreifachkoinzidenzeinheiten, für jeden Multiplier eine, besitzen einstellbare Ansprechpegel und Koinzidenzzeiten. Die Pegel werden jeweils auf die halbe Grösse der kleinsten interessierenden Impulse eingestellt, was Multiplierimpulsen (E) von 2 MeV α-Teilchen und Zählrohrimpulsen (ΔE) von 20 MeV α-Teilchen entspricht. Für die Bemessung der Koinzidenzzeiten sind wesentlich die Anstiegszeiten der Zählrohrimpulse von 0,1 bis 0,15 μs (bis zur halben Impulsgrösse) und die zeitliche Verschiebung der ΔE- gegenüber den E-Impulsen von maximal 0,3 μs. Um den Einfluss des letzteren Effektes zu verkleinern, wird der E-Impuls um 0,15 μs verzögert. Lässt man im ganzen benutzten Energiegebiet von 2–20 MeV keine Zählverluste von mehr als 1% zu, so findet man, dass die E-Impulse 0,2 μs, die ΔE-Impulse 0,3 μs koinzidenzfähig sein müssen.

Findet eine Dreifachkoinzidenz statt, so werden E- und ΔE-Impulse durch lineare Gates, die innerhalb 20 ns öffnen, weitergegeben. Da diese Zählrate sehr klein ist, können

alle E- bzw. ΔE-Impulse der verschiedenen Winkel zusammengenommen werden, was den Aufwand für die Identifikation wesentlich reduziert. Weil die nachfolgende Identifikation einige μs Zeit benötigt, werden E- und ΔE-Impulse zuerst noch auf eine Länge von 6 μs gestreckt.



Figur 4

Darstellung von $A = \ln \Delta E + b \cdot \ln E'$ gegen E' (Maßstab $\approx$ 1,7 MeV/Skt).

a) Mit B_2O_3 als Target. b) Bei gleicher Neutronenzahl mit Goldtarget. $A \approx 3{,}5$ Skt entspricht einfach geladenen Teilchen, $A \approx 5{,}4$ Skt α-Teilchen. Die zu den Photographien gehörenden α-Spektren sind die 19°-Kurven von Figur 5.

Der Bauweise der Identifikation liegen folgende Gesichtspunkte zugrunde: Durch Abstimmen der CsI-Dicke auf die Reichweite der α-Teilchen kann eine Diskrimination gegen einfach geladene Teilchen erreicht werden. Bei Registrierung eines α-Spektrums, bei nicht optimaler Anpassung der Dicke, die durch die Benutzung der gleichen Kristalle unter verschiedenen Winkeln unumgänglich ist, und wegen der bei Energien von einigen MeV im Vergleich zu α's rund doppelt so grossen Lichtausbeute der Protonen sind zusätzliche elektronische Hilfsmittel erforderlich.

Zur Identifikation geht man von der im benutzten Energiegebiet von 2–20 MeV annähernd gültigen Reichweite-Energie-Beziehung der Form $R = R_0 \cdot E_\alpha^a$ aus. Dann gilt $dE/dx \sim E_\alpha^{(1-a)}$, woraus folgt, dass die Grösse $\ln(dE/dx) + (a-1) \cdot \ln E_\alpha$ eine nur noch von R_0 und damit von der Teilchensorte, aber nicht mehr von der Energie abhängige Grösse ist. Die Reichweite-Energiebeziehung für α-Teilchen wird nur mangelhaft durch die für Protonen gültige Formel $R = R_0 \cdot E_p^{1.8}$ wiedergegeben. Hinzu kommt noch die Nichtlinearität der Lichtausbeute $E(E_\alpha)$. Rechnungen mit gemessenen $E(E_\alpha)$ und $\Delta E/\Delta x$-Werten haben ergeben, dass die Grösse $\Delta E/\Delta x \cdot E(E_\alpha)^b$ bis auf weniger als 3% von 2–20 MeV konstant ist, wenn $b = 0{,}48$ gewählt wird.

Aus dem Multiplierimpuls E wird zuerst die Grösse $E' = E + c \cdot \Delta E$ gebildet, welche der ursprünglichen Energie der α-Teilchen besser entspricht. Die Grösse des Parameters c wird aus Berechnungen des Energieverlustes von α-Teilchen im Xenon und in der Nickelfolie erhalten. Um den korrekten Wert von b zu finden, werden E' und $A = \ln \Delta E + b \cdot \ln E'$ Rechtecksignale auf X- und Y-Eingang eines hellgesteuerten Oszillographen gegeben. Durch Photographieren der entstehenden Punkte erhält man eine Darstellung von A gegen E', aus der die Energieunabhängigkeit von A sichtbar ist.

Figur 4 zeigt ein Beispiel einer solchen Photographie. Die Energieunabhängigkeit von A für α-Teilchen ($A \approx 5{,}4$ Skt) bei dem berechneten Wert von $b = 0{,}48$ ist klar ersichtlich. Die Gruppe von Punkten bei $A \approx 3{,}5$ Skt stammt von einfach geladenen Teilchen, die dort sichtbare scharfe Grenze gegen kleinere A kommt durch die ΔE-Ansprechpegel zustande. Die Linie bei $A \approx 7$ Skt entsteht durch übersteuerte ΔE-Impulse.

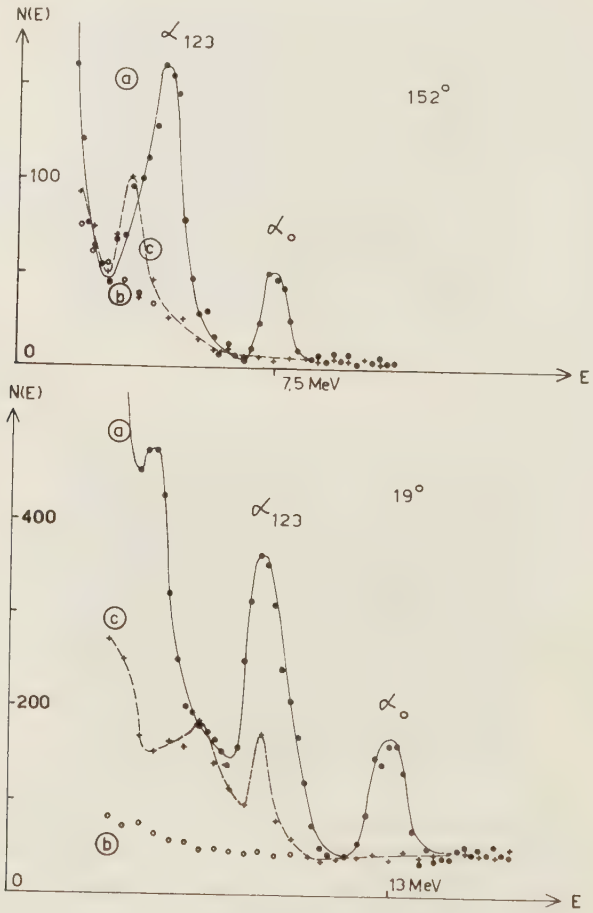
Die Punkte, welche nicht p, d, α, usw. entsprechen, stammen zum grössten Teil von zufälligen Koinzidenzen oder von Reaktionen, die nicht am Ort des Target stattfinden. Diese Art von Reaktionen tritt vor allem bei den höheren Neutronenenergien bei 133° und 152° auf, was zur Folge hat, dass in der Linie bei $A = 7$ Skt mehr Ereignisse registriert werden als bei $A = 5{,}4$ Skt. Die Identifikation eliminiert hier einen wesentlichen Teil des Untergrundes wie der zufälligen Koinzidenzen und ermöglicht dadurch erst die Messung bei kleinen Wirkungsquerschnitten.

3. Messresultate

Mit den beschriebenen Hilfsmitteln sind 28 Winkelverteilungen bei 14,8–18,8 MeV Neutronenenergie mit 0,3 bis $1{,}8 \cdot 10^{13}$ Neutronen pro Sterad je Winkelverteilung gemessen worden. Aus den unter den einzelnen Winkeln erhaltenen Spektren (ein Beispiel zeigt Figur 5) sind die Wirkungsquerschnitte für $^{16}O(n,\alpha_0)^{13}C$ und $^{16}O(n,\alpha_{123})^{13}C^*$ getrennt erhalten worden. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte im Schwerpunktssystem sind in den Figuren 6 und 7 wiedergegeben.

Die eingezeichneten Fehler sind die statistischen; andere Fehler sind im allgemeinen klein dagegen: Neutronenfluss ± 2%, Abstand Tritiumtarget-Sauerstofftarget ± 4%, Gewicht des rund 1,4 mg/cm² schweren B_2O_3-Targets ± 1% und Raumwinkel der CsI-Kristalle ± 1%, was total ± 5% ergibt. Das Verhältnis der Gewichte der beiden B_2O_3-Targets ist durch Vergleich der α-Ausbeute bei vertauschten Targets kontrolliert worden und hat innerhalb der statistischen Fehler von ± 2% den gleichen Wert wie das durch Wägung erhaltene ergeben. Die quadratisch gemittelte Winkel-

verschmierung der Messpunkte beträgt im Mittel $\pm$ 10°, die Genauigkeit des Winkels beträgt $\pm$ 1°. Die Fehler der in den Figuren angegebenen Neutronenenergien stammen von der Unsicherheit der Foliendicke und ergeben bei den niedersten Neutronenenergien $\pm$ 25 keV, bei den höchsten $\pm$ 10 keV. Die quadratisch gemittelte Neutronenenergieverschmierung ist bei jeder Winkelverteilung angegeben.

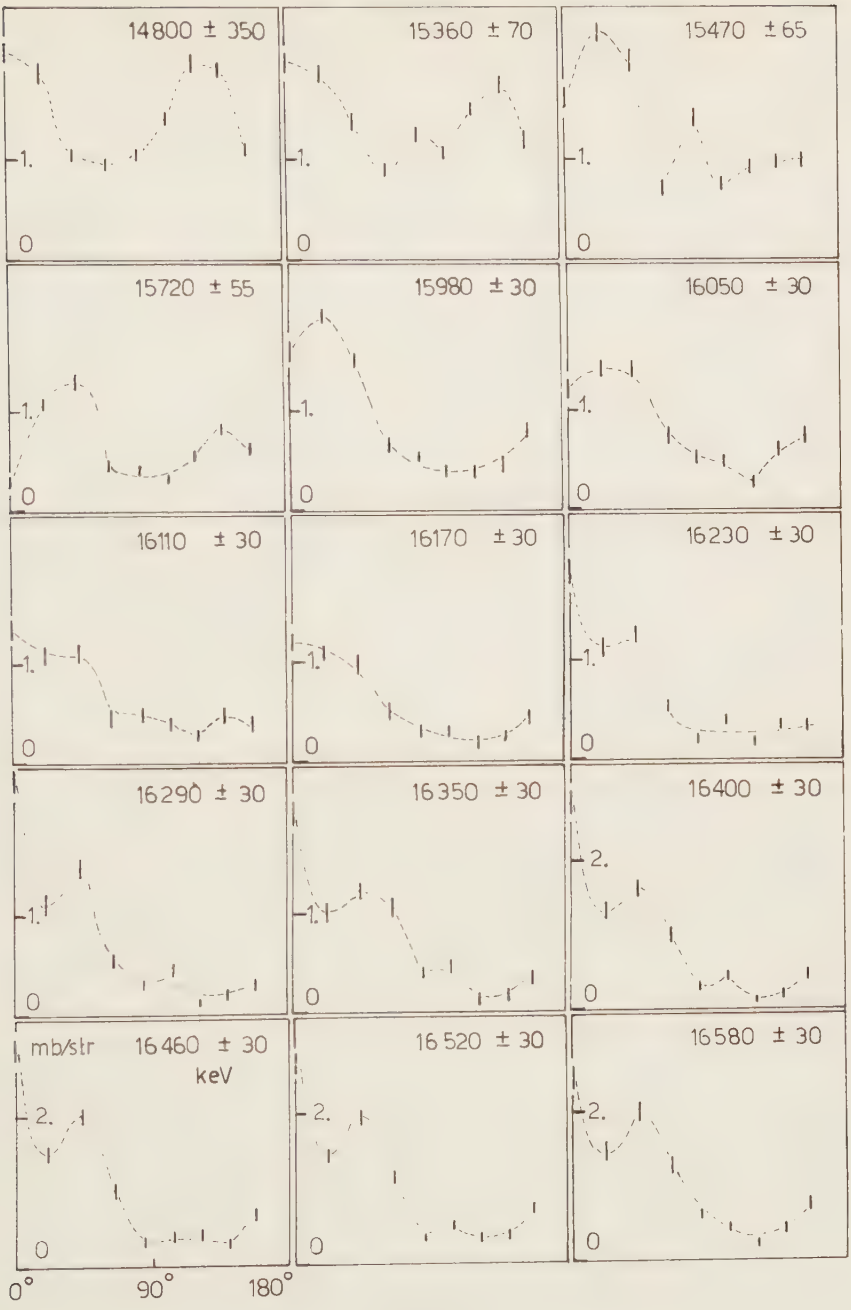


Figur 5

α-Spektren unter 19° und 152°.

a) Mit Boroxydtarget. b) Mit Goldtarget. c) Mit Bortarget. Messzeit für a) 5,5 h bei $E_d = 1{,}14$ MeV, 25 μA, $E_n = 16{,}52$ MeV, $\Delta E_n = \pm$ 30 keV.

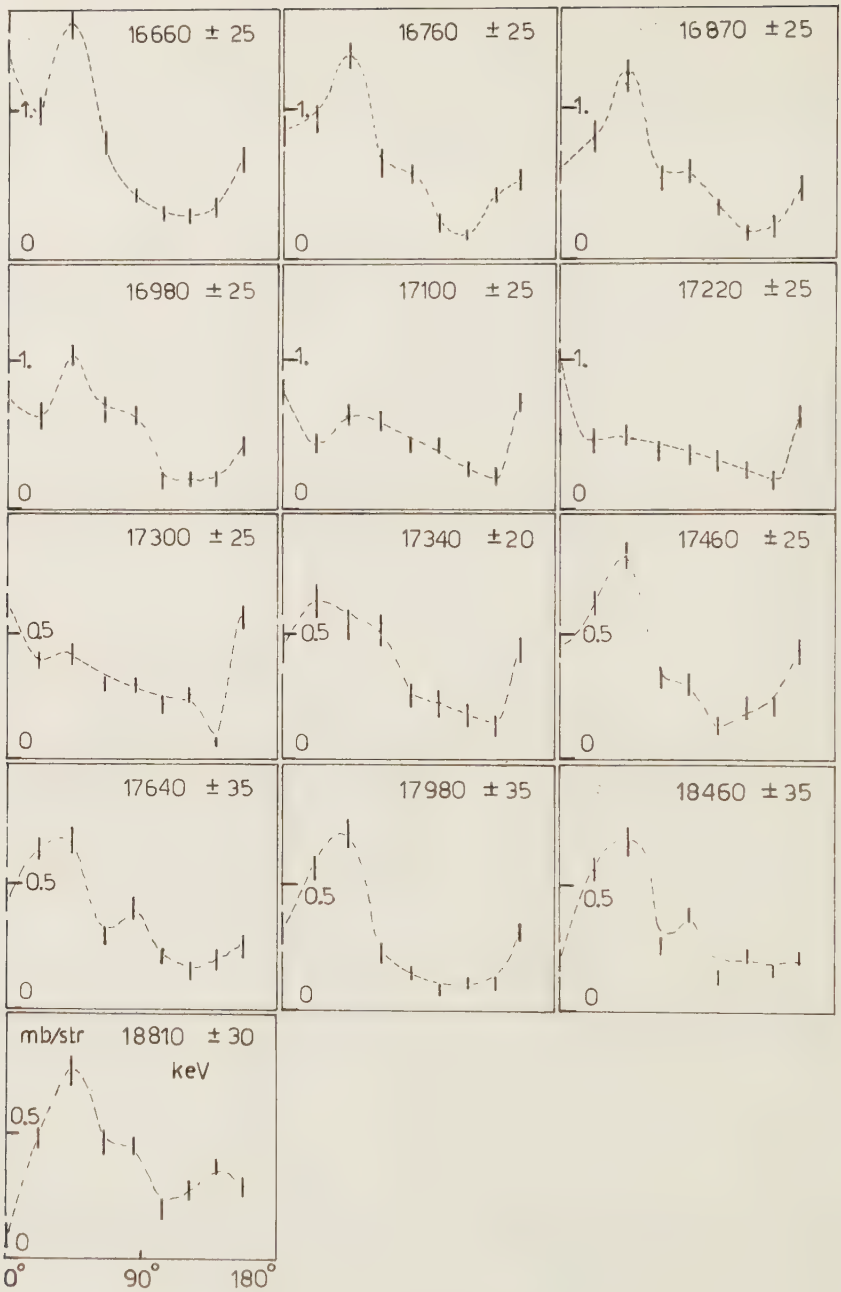
In Figur 8 ist der von 0-165° integrierte differentielle Wirkungsquerschnitt aufgezeichnet, der bis auf 5% dem totalen (n, α_0) bzw. (n, α_{123}) entsprechen wird. Die eingezeichneten Fehler sind wiederum nur die statistischen.



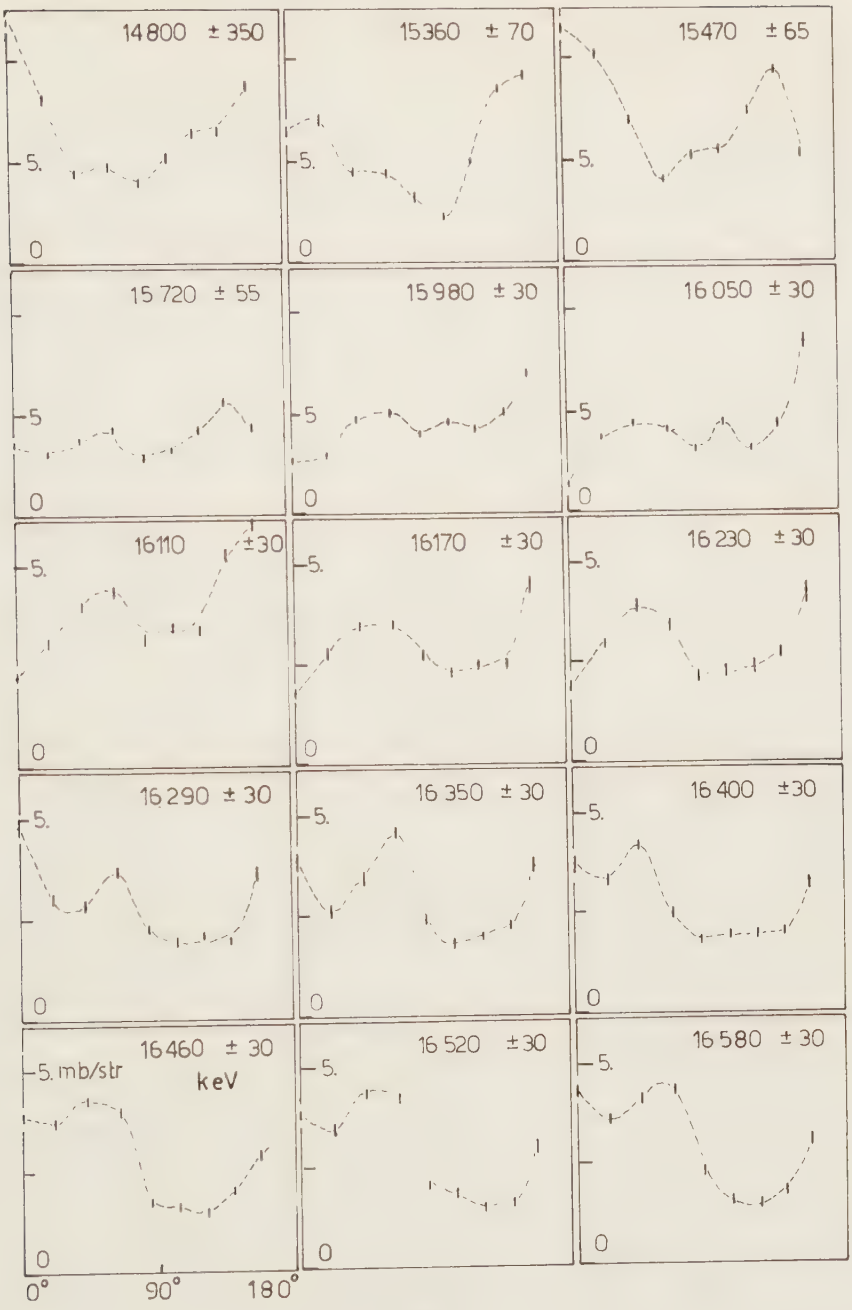
Figur 6

Differentieller Wirkungsquerschnitt von $^{16}O(n, \alpha_0)$ im Schwerpunktssystem bei den Winkeln 0°, 22°, 43°, 64°, 84°, 104°, 122°, 140°, 156°.

Es wird angegeben: Neutronenenergie in keV, Energieauflösung in keV, Querschnitt in linearem Maßstab in mb/sterad.


16660 ± 25
16760 ± 25
16870 ± 25
16980 ± 25
17100 ± 25
17220 ± 25
17300 ± 25
17340 ± 20
17460 ± 25
17640 ± 35
17980 ± 35
18460 ± 35
mb/str
18810 ± 30
keV
1.
0.5
0
0°
90°
180°

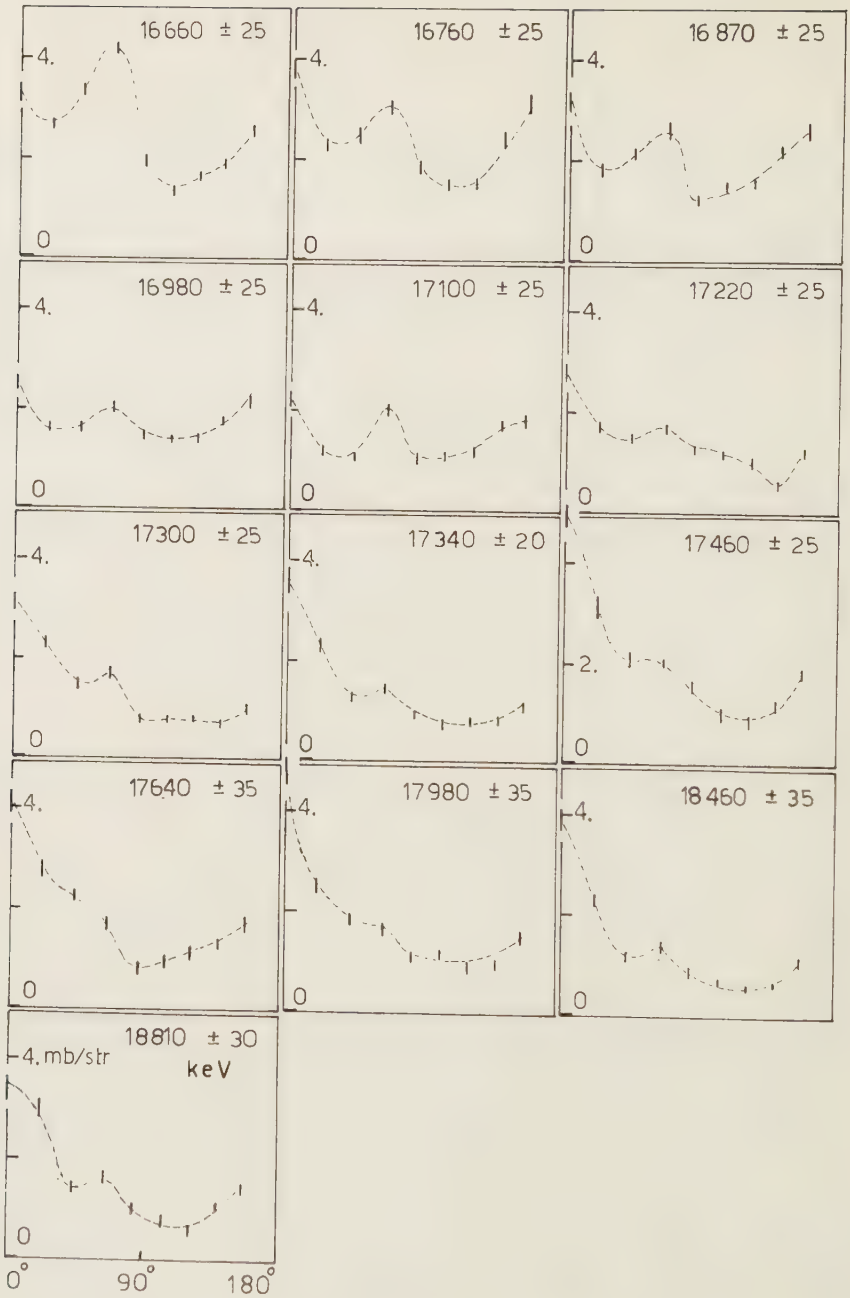
Figur 6



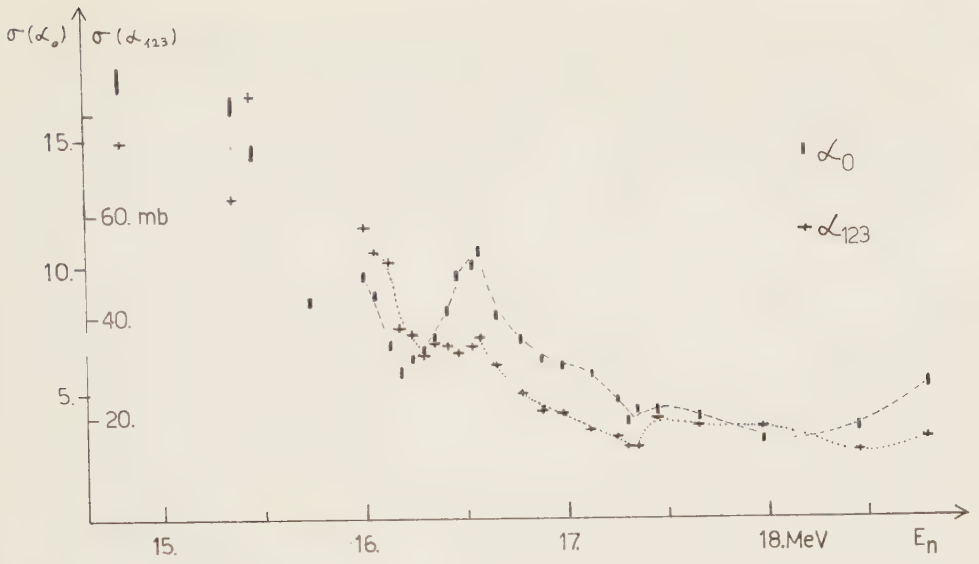
Figur 7

Differentieller Wirkungsquerschnitt von $^{16}O(n, \alpha_{123})$ im Schwerpunktssystem bei den Winkeln 0°, 22°, 43°, 64°, 84°, 104°, 122°, 140°, 156°.

Es wird angegeben: Neutronenenergie in keV, Energieauflösung in keV, Querschnitt in linearem Maßstab in mb/sterad.


16660 ± 25
16760 ± 25
16870 ± 25
16980 ± 25
17100 ± 25
17220 ± 25
17300 ± 25
17340 ± 20
17460 ± 25
17640 ± 35
17980 ± 35
18460 ± 35
18810 ± 30
keV
4.
2.
0
4. mb/str
0°
90°
180°

Figur 7



Figur 8

Von 0° bis 165° integrierter differentieller Wirkungsquerschnitt von $^{16}O(n, \alpha_0)$ und $^{16}O(n, \alpha_{123})$.

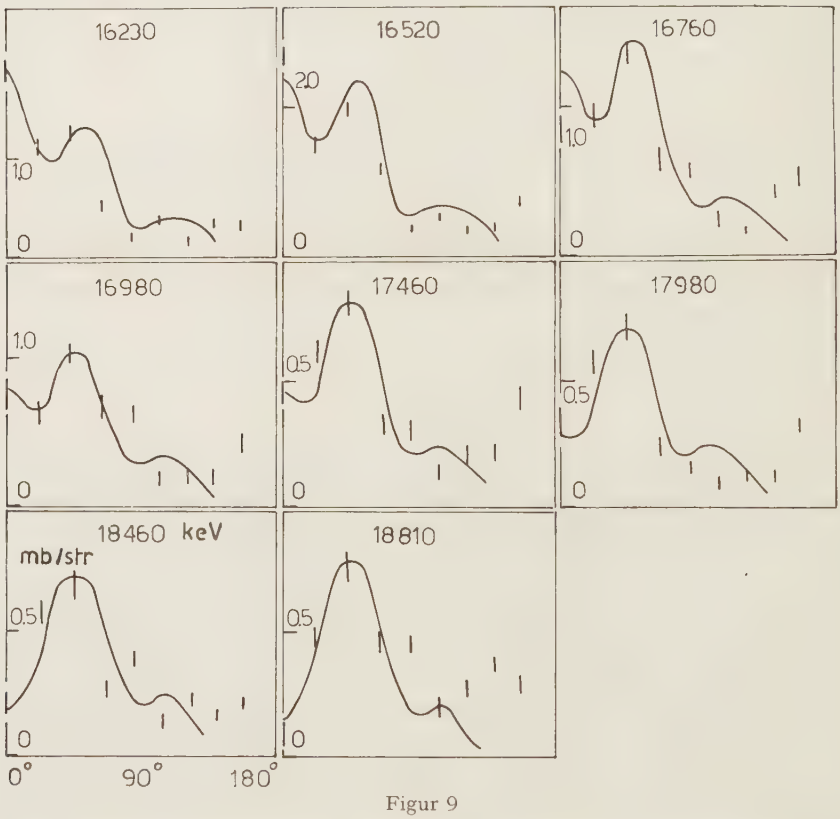
4. Diskussion

Die Betrachtung der α_0- und α_{123}-Winkelverteilungen zeigt, dass die Form des differentiellen Querschnittes unterhalb 16.2 MeV Neutronenenergie stark von der Neutronenenergie abhängt. Diese starke Energieabhängigkeit mag erklären, dass die Messergebnisse der Autoren [1-6] auch unter sich verschieden sind. Daraus kann man schliessen, dass es sich in diesem Energiegebiet im wesentlichen um eine Compoundreaktion handelt, da ein grundlegendes Charakteristikum einer direkten Reaktion, die geringe Energieabhängigkeit, nicht erfüllt ist. Diese Schlussfolgerung steht im Widerspruch zur Ansicht von MASSOT et al. [11, 12] und MAXSON et al. [6], die unter Voraussetzung einer direkten Reaktion die 14,8 MeV-Winkelverteilung berechnet und mit den Messungen [1-6] verglichen haben, wobei sie das Ansteigen des Querschnitts gegen grosse Winkel nur durch Postulieren von grossen Heavy-particle-stripping-Beiträgen reproduzieren konnten.

Oberhalb 16,2 MeV ist, mit Ausnahme der drei Winkelverteilungen zwischen 17,1 und 17,3 MeV, die Form des differentiellen Querschnitts nur noch schwach von der Energie abhängig. Man erkennt oberhalb 16,2 MeV ein Maximum des α_0-Querschnitts bei $\sim 40°$ sowie ein gegen höhere Neutronenenergien verschwindendes 0°-Maximum; im α_{123}-Querschnitt stellt man ein gegen höhere Neutronenenergien deutlicher werdendes 0°-Maximum und ein vor allem bei 16,5 MeV sichtbares 50°-Maximum fest. Diese Tatsache legt den Schluss nahe, dass oberhalb 16,2 MeV ein wesentlicher Beitrag einer direkten Reaktion den Wirkungsquerschnitt bestimmt.

Auf Grund dieser Überlegungen haben wir versucht, die α_0-Winkelverteilungen mit Hilfe der von BUTLER [13] angegebenen Formeln zu fitten. Als Mechanismen, die zur Erklärung der Vorwärtsmaxima herangezogen werden können, stehen zur Ver-

fügung Pick-up (PU) und Knock-out (KO). Bei einem PU-Prozess erlauben die Auswahlregeln für den Übergang $^{16}O(0^+) + n \rightarrow {}^{13}C(1/2^-) + (n + {}^3He)$ nur einen $L = 1$ Beitrag. Wir haben daher mit Hilfe der Formeln aus Ref. [13] den differentiellen Querschnitt für $L = 1$ berechnet; die benutzten Bindungsenergien von n (4,9 MeV) und α (7,2 MeV) an den ^{12}C-Kern und die des ^3He (22,8 MeV) an den ^{13}C-Kern haben wir Ref. [14] entnommen. Ausser dem Absolutwert des Querschnitts steht dabei ein freier Parameter, der Cut-off-Radius R, zur Verfügung.



Figur 9

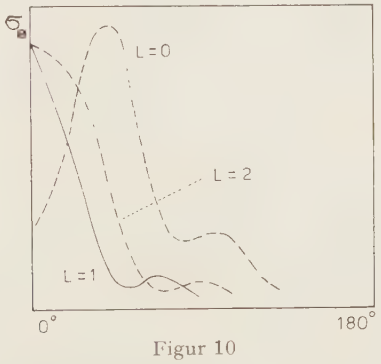
Mit Butler-Formeln berechneter differentieller Wirkungsquerschnitt von $^{16}O(n, \alpha_0)$. Parameter für Pick-up: $L = 1$, $R = 4{,}7$ fm. Die berechneten Kurven sind mit der experimentellen Winkelauflösung von $\pm 10°$ verschmiert.

Die berechnete und mit der experimentellen Winkelauflösung verschmierten Kurven sind für den PU-Prozess und einen Radius von $R = 4{,}7$ fm in Figur 9 angegeben und mit einer Serie von gemessenen Winkelverteilungen verglichen. Man erkennt eine in Anbetracht der Näherungen der Theorie (Plane wave Born approximation, cut-off) befriedigende Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen; insbesondere kann durch die theoretischen Kurven die Energieabhängigkeit der Winkelverteilungen reproduziert werden. Der benötigte Radius von 4,7 fm entspricht

dem aus (d, n)- und (d, p)-Reaktionen bestimmten Wert. Dass die Querschnitte bei grossen Winkeln durch die Rechnung nicht erklärt werden können, liegt sowohl an der hier verwendeten Theorie wie an den möglichen Beiträgen durch Zwischenkernreaktionen.

Für den Knock-out Prozess $(^{12}C + \alpha) + n \rightarrow (^{12}C + n) + \alpha$ erwartet man auf Grund der Auswahlregeln [15] in den α_0-Winkelverteilungen ebenfalls nur einen $L = 1$ Beitrag. Da sich einerseits der Impulstransfer $Q_{KO} = 12/16 \cdot K_n - 12/13 \cdot K_\alpha$ nur um einen Faktor 12/13 vom Impulstransfer des Pick-ups unterscheidet und andererseits die in den Rechnungen vorkommenden Kombinationen der Bindungsenergien für beide Prozesse fast gleich sind, ergeben sich im Rahmen der Butler-Theorie bei kleinen Winkeln praktisch die gleichen Winkelverteilungen. Für den Knock-out Prozess benötigt man dabei nur einen grösseren Radius von 5,2 fm.

Auf Grund des bisher Gesagten können die Winkelverteilungen oberhalb 16,2 MeV verstanden werden, nicht jedoch der Verlauf des in Figur 8 dargestellten totalen (n, α_0)-Querschnittes. Es tritt eine «Resonanz» im α_0-Querschnitt bei 16,6 MeV auf, in einem Gebiet also, wo die Winkelverteilungen auf einen direkten Prozess deuten. Eine Erklärung muss von der Tatsache ausgehen, dass diese Resonanz nur im wesentlichen im α_0-Querschnitt erscheint. Auf Grund dieses Sachverhaltes wird eine Interpretation nahegelegt, wie sie von WILDERMUTH und CAROVILLANO [16] für Resonanzen im $^{16}O(p, \alpha)$-Querschnitt ($E_p = 6$–20 MeV) vorgeschlagen worden ist. Die genannten Autoren deuten die dort auftretenden Resonanzen der Breite 1–2 MeV als optische Resonanzen im Ausgangskanal. $^{13}C(\alpha, \alpha)$-Messungen, welche über diese Annahmen entscheiden könnten, liegen im interessierenden Energiegebiet leider nicht vor.



Figur 10

Winkelverteilungen bei $E_n = 17$ MeV.

α_1: KO mit $L = 0$ und $R = 5{,}2$ f. α_2: PU mit $L = 1$ und $R = 4{,}7$ f. α_3: KO mit $L = 2$ und $R = 5.2$ f.

Wie erwähnt fallen drei Winkelverteilungen zwischen 17,1 und 17,3 MeV ausserhalb des Rahmens der in Figur 9 wiedergegebenen Kurven. Da im totalen Querschnitt der α_{123} an der gleichen Stelle ein Minimum auftritt, wird durch den Charakter der Winkelverteilungen die Interpretation als Interferenz mit einem Compoundbeitrag nahegelegt. Diese Annahme wird unterstützt durch die Tatsache, dass innerhalb unserer Fehler ein Maximum gleicher Breite und Anregungsenergie im ^{17}O-Zwischenkern im $^{14}C(^3He, n_0)$-Querschnitt auftritt [17].

Die Analyse der α_{123}-Winkelverteilungen ist komplexer, da zu den experimentellen Querschnitten drei Niveaus von $^{13}C^*$ bei 3,09 MeV ($1/2^-$), 3,68 MeV ($3/2^-$) und 3,85 MeV ($5/2^+$) beitragen. Die beiden Zustände positiver Parität sind praktisch reine jj-Schalenmodellzustände der Konfiguration ($^{12}C + n$) mit dem Neutronenbahndrehimpuls 0 bzw. 2 [18–20]. Der Zustand bei 3,68 MeV entspricht bei jj-Kopplung einer $(p_{3/2})^7 (p_{1/2})^2$ Konfiguration; er wird jedoch besser mit intermediärer Kopplung beschrieben.

Da die beiden Zustände positiver Parität praktisch einem reinen $^{12}C + n$ ($2\,s_{1/2}$ bzw. $1\,d_{5/2}$) entsprechen, können sie bei der $^{16}O(n, \alpha_{1,3})$-Reaktion nicht durch Pick-up eines ^3He erreicht werden. Durck knock-out eines α sind sie jedoch anregbar; die Auswahlregeln erlauben $L = 0$ bzw. $L = 2$. Für das $3/2^-$ Niveau ist keine so eindeutige Aussage möglich: es könnte als reiner Schalenmodellzustand nur durch Pick-up mit $L = 1$ erreicht werden.

Aus den in den α_{123}-Winkelverteilungen vorkommenden L-Werten kann daher auf das Vorhandensein eines KO- bzw. PU-Beitrages geschlossen werden. In Figur 10 sind die möglichen Winkelverteilungen bei $E_n = 17$ MeV für KO ($L = 0, 2$) und PU ($L = 1$) mit den vom α_0 her bekannten Radien zusammengestellt. Ein Vergleich mit den Messungen zeigt, dass innerhalb der experimentellen Fehler das Maximum des Wirkungsquerschnittes bei 0° sowohl durch $L = 1$ wie $L = 2$ erklärbar ist. Das bei tieferen Energien auftretende 50–60°-Maximum kann nur als $L = 0$ Anteil verstanden werden. Diese Schlussfolgerung legt nahe, dass zumindest in den α_{123}-Winkelverteilungen ein wesentlicher Knock-out Beitrag vorhanden ist.

Den Herren F. Abt, P. Brogle und H. Weyeneth sind wir für die Ausführung der elektronischen und mechanischen Werkstattarbeiten zu Dank verpflichtet, ebenso dem Schweizerischen Nationalfonds, der die Arbeit finanziell unterstützt hat.

Mein besonderer Dank gilt meinen verehrten Lehrern Prof. Dr. P. Huber und Prof. Dr. E. Baumgartner für ihre Unterstützung und Förderung bei der vorliegenden Arbeit.

Literaturverzeichnis

[1] A. B. Lillie, Phys. Rev. *87*, 716 (1952).
[2] N. Cindro et al., Nucl. Phys. *22*, 96 (1961).
[3] M. Fürst, H. Münzer, Acta Phys. Austriaca *20*, 300 (1965).
[4] M. L. Chatterjee, Nucl. Phys. *65*, 635 (1965).
[5] W. Mc Dicken, W. Jack, Nucl. Phys. *88*, 457 (1966).
[6] D. R. Maxson et al. Nucl. Phys. *A 110*, 555 (1968).
[7] R. Nobles, Rev. Sci. Instr. *28*, 962 (1957).
[8] N. Bohr, Kgl. Danske Vid. Selsk. matfys Medd. *18*, 8 (1948).
[9] T. Stammbach et al., Helv. phys. Acta *39*, 208 (1966).
[10] B. Rossi, H. Staub, Ion. Chambers, McGraw Hill 1949.
[11] I. Massot et al., Nucl. Phys. *58*, 273 (1964).
[12] G. H. Lamot et al. Nucl. Phys. *A 99*, 633 (1967).
[13] S. T. Butler, Phys. Rev. *106*, 272 (1957).
[14] Nuclear data tables (1961) USAEC.
[15] N. Austern, in: *Fast Neutron Physics* (J. Wiley 1963).
[16] K. Wildermuth, R. Carovillano, Nucl. Phys. *28*, 636 (1961).
[17] Johnson, Chase, Vaughn, Proc. Rutherford Jub. Conf., p. 591 (1961).
[18] A. M. Lane, Rev. mod. Phys. *32*, 519 (1960).
[19] M. Macfarlane, J. French, Rev. mod. Phys. *32*, 567 (1960).
[20] F. Barker, Nucl. Phys. *28*, 96 (1961).

Curriculum vitae

Am 28. Mai 1939 wurde ich, INGO SICK, in Friedrichshafen (Deutschland) als Sohn des Helmut Sick, Architekt, und seiner Gattin Eleonore, geb. Bach, geboren. Seit 1954 lebe ich in Basel und konnte 1966 das Basler Bürgerrecht erwerben.

Die Primarschule besuchte ich in Freiburg im Breisgau, die Unterstufe des Gymnasiums in Waldshut, anschliessend die Oberstufe des Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Gymnasiums in Basel, wo ich 1959 die Maturität bestand. Ich immatrikulierte mich sodann an der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Basel, 1962 begann ich unter der Leitung von Prof. Dr. P. Huber und Prof. Dr. E. Baumgartner mit der Ausarbeitung der vorliegenden Dissertation.

Meine wissenschaftliche Ausbildung verdanke ich den Herren Prof. K. Alder, Prof. Dr. E. Baldinger, Prof. Dr. E. Baumgartner, Prof. Dr. W. Becker, Dr. R. Conzelmann, Dr. F. Cerulus, Dr. W. Czaja, Prof. Dr. S. E. Darden, Prof. Dr. P. Diehl, Prof. Dr. M. Eichler, Prof. Dr. H. Huber, Prof. Dr. P. Huber, Dr. E. Kruspan, Prof. Dr. W. Kuhn, Prof. Dr. E. Miescher, Prof. Dr. A. Pfluger, Prof. Dr. P. Scherrer, Dr. E. Schubarth, Prof. Dr. A. Speiser, Prof. Dr. H. R. Striebel, Prof. Dr. R. Wagner.